

磁性層を含む超格子の超伝導特性

| | |
|-----|---|
| 著者 | 窪谷 浩一 |
| 号 | 2311 |
| 発行年 | 1998 |
| URL | http://hdl.handle.net/10097/7584 |

| | |
|------------|--|
| 氏 名 | 窪谷 浩一 |
| 授与学位 | 博士(工学) |
| 学位授与年月日 | 平成11年3月25日 |
| 学位授与の根拠法規 | 学位規則第4条第1項 |
| 研究科, 専攻の名称 | 東北大学大学院工学研究科(博士課程)応用物理学専攻 |
| 学位論文題目 | 磁性層を含む超格子の超伝導特性 |
| 指導教官 | 東北大学教授 高中 健二 |
| 論文審査委員 | 主査 東北大学教授 高中 健二 東北大学教授 深瀬 哲郎 東北大学教授 小池 洋二 東北大学助教授 宮寄 博司 東北大学講師 三宅 章吾 |

論文内容要旨

第1章 序論

超伝導体(S)/強磁性体(F)超格子は, それぞれの物質が空間的に隔たった構造をしているため, これら2つの相反する秩序が共存できる興味深い物質である. 合金とは異なり, 各層の厚さを変化させることにより, 超伝導・磁性の特性を制御できる.

通常, このような物質では, F層がクーパー対を破壊する働きをするので, 各S層はそれぞれ独立に超伝導を担い, 薄膜のような2次元の超伝導特性を示す. 超伝導オーダー・パラメータ $\Delta(\mathbf{r})$ は各S層に局在した空間分布をしており, 実験的には, 例えば層に平行方向の上部臨界磁場 H_{c2} の, 超伝導臨界温度 T_c 近傍における線形でない温度依存性として観測される. しかし, F層が十分に薄ければ, それを挟むS層間にカップリングが存在し, 3次元的な振る舞いを示す場合がある. 80年代半ば頃になると, 数原子層という薄いF層を持つ試料が作成されるようになった. これに関連した, S/F超格子に特有の, 特異な現象として, π 位相状態, すなわち隣り合うS層間の $\Delta(\mathbf{r})$ の位相差が0でなく π である状態の存在がある. 91年に Radović らは, π 位相状態に起因して, T_c がF層の厚さ d_F の関数として非単調な振る舞いをする, ということを理論的に示した. その後の実験でも, それを支持するデータがいくつか報告されている.

本論文では, S/F超格子において, F層の強磁性秩序が超格子の超伝導特性に与える影響を理論的に調べる. まず, π 位相状態が何故現れるかを考察するするために, $\Delta(\mathbf{r})$ の分布の様子や, その空間変化に伴うエネルギーを求める. 次に, これまでの理論では一様とされていた, 状態密度や拡散係数などの物理量が層間で異なる効果を考慮に入れ, T_c の膜厚依存性を調べ, 実験との比較を行う. さらに磁場のある場合を考え, H_{c2} に現れるF層の効果を調べる.

第2章 理論

F層の強磁性秩序の大きさを, 交換エネルギー I_F で表す. この物理量は通常, 超伝導のギャップエネルギーに比べ数桁大きいので, 磁気的な秩序はS層からの影響は受けないものとする. ただし,

F 層の厚さや磁場の影響がある場合には、その依存性を考慮する。電子の運動が拡散過程として記述される、汚れた系を扱う。de Gennes および高橋・立木の理論により、電子の相関関数や $\Delta(\mathbf{r})$ は拡散方程式の固有値・固有関数により展開される。この展開係数を決める条件から T_c を求める。Radović らの理論と比較して、状態密度や拡散係数、磁場の効果を取り入れやすいが、 I_F が有限な場合、複雑な形式になるため、これらの効果を調べるためには精度の高い数値計算が必要である。さらに、この理論を拡張して、自由エネルギーを与える表式を得た。

第3章 計算方法

より正確な $\Delta(\mathbf{r})$ の空間分布を得るためには、高次の固有状態まで考慮する必要がある。これらは各層間における境界条件（状態密度・拡散係数に依存）を満たしていなければならない。さらに、層に垂直な方向に z 軸をとり、 z 方向の周期境界条件 $\Delta^{(\phi)}(z) = \Delta_0(z) \exp(i\phi z/L)$ を課す。ここで $\Delta_0(z)$ は超格子と同じ周期 L の周期関数であり、 ϕ は隣り合う S 層間の $\Delta(z)$ の位相差を与える。 $\phi = 0$ とすれば、各 S 層で位相の揃った状態（0 位相状態）、 $\phi = \pi$ に対しては、 π 位相状態の解が得られる。層に平行な磁場がある場合には、磁場によるポテンシャルにより z 方向の周期性は崩れるので、別の境界条件を与える。この計算は有限要素法を用いることで、可能となった。本章では、これらの境界条件を取り入れるための定式化を行い、数値計算の精度を評価した。

第4章 結果と考察

臨界温度の F 層の厚さ依存性 $T_c(d_F)$ として、図 1 のような結果が得られた。それぞれの与えた ϕ に対して、別々の曲線が得られるが、それらのうち T_c が最も高くなるような ϕ の状態が実現されるので、 d_F が小さいときは、0 位相状態、ある厚さ d_{Fc} 以上になると π 位相状態となり、その移り変わりの非常に狭い領域で、 $0 < \phi < \pi$ の中間の状態が見られる。結果として、 $T_c(d_F)$ は $d_F = d_{Fc}$ において極小となる非単調関数になる。これは $I_F = 0$ ，すなわち非磁性の系では見られない、S/F 超格子に特有な振る舞いである。 d_F が十分大きくなると、各 S 層は独立になるので、 T_c は ϕ や d_F に依存しなくなる。

このような特異な結果に対する解釈をするために、 $F(z) = \Delta(z)/V(z)$ (V : BCS 結合定数) により定義される対関数の空間分布を調べた。F 層では $V = 0$ なので、 $\Delta(z) = 0$ であるが、近接効果によりクーパ対は浸み出しているので、 $F(z) \neq 0$ である。0 位相状態の場合、 $F(z)$ は S 層、F 層の中央でそれぞれ極大、極小になる周期関数になる。それに対して π 位相状態では、隣り合う S 層の Δ は逆符号になるので、 $F(z)$ は各 F 層で節を持つような分布を示す。空間変化に伴うエネルギーの大きさを比較したところ、 T_c に対する結果を説明することができた。形式的には、 I_F は各固有状態の正味のエネルギーを上げる効果と、高い励起状態の成分を大きくする効果をもつが、後者のみを考慮して $F(z)$ の形を仮定し、エネルギーを解析的に求め、定性的な考察をした。さらに、自由エネルギーの ϕ 依存性を数値的に調べ、定量的な評価を行った。

上述の $T_c(d_F)$ の振る舞いが、それぞれの層を特徴づける物理量により、どのような影響を受けるかを調べた。S 層に比べ、F 層の状態密度を大きくすると、 T_c は低くなる。これはすべての d_F の範囲で見られる傾向である。一方、F 層の拡散係数を大きくした場合も、 T_c は低くなるが、 d_F が小さいときには、この効果は小さい。このような状態密度と拡散係数の効果の相異は、層間の境界条件による対関数 $F(z)$ の空間分布の相異から解釈することができた。交換エネルギー I_F を大きくすると、関数 $T_c(d_F)$ は全体的に低くなるが、F 層の厚さ d_F の代わりに、F 層の磁性の強さ

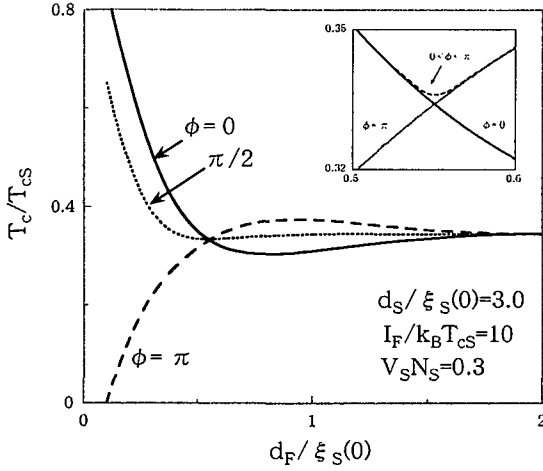


図 1: 臨界温度 T_c の F 層の厚さ d_F 依存性

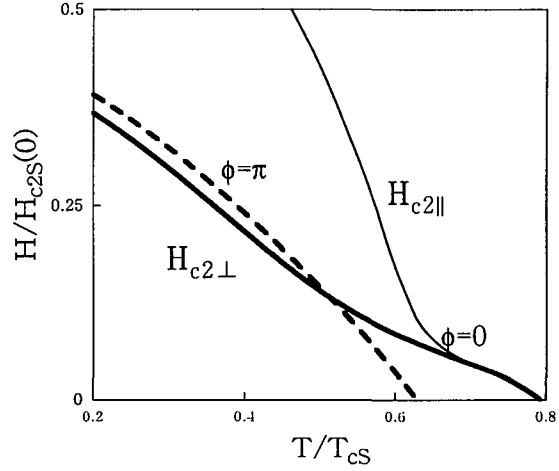


図 2: I_F が磁場に依存する系における, 上部臨界磁場 H_{c2} の温度 T 依存性

である I_F の依存性, すなわち $T_c(I_F)$ を調べたところ, $T_c(d_F)$ に類似した 0 位相状態から π 位相状態への転移を見ることができた. S 層の厚さ d_S に関しては, $d_S \rightarrow \infty$ においてバルクの T_c を与え, 小さくなるにつれて F 層の影響が現れ T_c が低下し, コヒーレンス長の数倍程度になると, $T_c = 0$ となる, という $T_c(d_S)$ の振る舞いが得られた. これらの結果をまとめると, $F(z)$ の空間変化を大きくさせるようなパラメータを選ぶと, $T_c(d_F)$ の非単調な振る舞いが顕著に見えるということが分かる. また, 最近の実験との比較を行い, 定量的な一致を得た.

次に, 磁場の効果について研究した. $T_c(d_F)$ の非単調な振る舞いは層に平行な磁場より崩され単調なものになってしまうが, 垂直磁場によっては定性的には変化しない. このため, 層に垂直な上部臨界磁場 H_{c2} の d_F 依存性は, $T_c(d_F)$ と同様な非単調な振る舞いを示す. これに対応する実験は今のところはない. さらに, H_{c2} の温度 T 依存性を求め, 次元性を調べた. 多くの場合, 実験でも見られるように I_F の効果により 2 次的になるが, 有限な I_F でも d_F が十分小さいときには, 3 次的な振る舞いが得られた. T_c の計算と同様に, 状態密度と拡散係数が層間で異なる効果を取り入れ, 次元性との関連について考察した. 最後に, I_F が磁場に依存する場合を考えた. これは実際の物質では F 層が強磁性ではなく常磁性であるような場合に対応する. 図 2 のように, 垂直磁場の $H_{c2}(T)$ において, 低磁場側で 0 位相状態, 高磁場側で π 位相状態が実現されるという結果が得られた.

第 5 章 総括

前章で得られた結果をまとめ, 本論文を総括した. S/F 超格子において, 臨界温度の F 層の厚さ依存性 $T_c(d_F)$ として現れる π 位相状態を, 対関数 $F(z)$ の空間分布を調べることにより視覚的にとらえ, その結果から自由エネルギーを評価して, $T_c(d_F)$ の特異な振る舞いに対する解釈をした. また, 様々な物理量が T_c に及ぼす影響を調べて, 実験との比較を行い, 良い一致を得た. 上部臨界磁場についても, これまで実験では報告されていないが, $T_c(d_F)$ と類似した振る舞いが得られるという可能性を示した.

審査結果の要旨

超伝導体/強磁性体超格子は、それぞれの物質が空間的に隔たった構造をしているため、これら2つの相反する秩序が共存することができ、各層の厚さを変化させることにより、超伝導・磁性の特性をも制御できる興味深い物質である。磁性層の厚さを増加させると、隣り合う超伝導層間のオーダー・パラメータの位相差が 0 である状態から π である状態に変化し、超伝導臨界温度が非単調な振る舞いをするのが理論的にも実験的にも示され、この超格子系に特有の現象として知られている。本論文では、超伝導/磁性体超格子において超伝導特性を記述する状態密度や拡散係数が層間で異なる効果を考慮に入れ、 π 位相状態が出現する条件を詳しく研究した。また、上部臨界磁場についての考察も行った。

第1章は序論であり、本研究の背景と目的について述べている。

第2章では、超伝導臨界温度・上部臨界磁場を導くための理論を述べ、これまでの理論計算との差異を示した。

第3章は微分方程式を解くための各層間における境界条件および有限要素法の精度などの計算方法について述べた。オーダー・パラメータの空間分布は超格子と同じ周期を持ち、Bloch の定理を満たさなければならない。上記物理量を求めるためには、高次の固有値・固有関数まで考慮する必要があるため、この計算を有限要素法を用いることで可能とし、より正確なオーダー・パラメータの空間分布を得た。

第4章は結果と考察である。超伝導層はBCS結合が、磁性層は交換エネルギーがあり、拡散係数・状態密度は各層で変化できるものとして、数値計算を行った。臨界温度の磁性層の厚さ依存性が非単調になることは非磁性の系では見られない現象であり、直感的に理解することは難しい。このため、2つの状態のオーダー・パラメータの分布、オーダー・パラメータの2次の範囲の自由エネルギーを比較し定性的な理解を容易にした。また、拡散係数・状態密度の層間の違い・交換エネルギーの大きさについての考察をした。磁性層は固有値を変化させる効果、異なる状態間の結合を変化させる効果があることを示した。また、最近の超伝導臨界温度の実験結果との比較を行い、定性的・定量的な一致を得た。さらに、まだ実験がなされていない上部臨界磁場についての結果を示した。

第5章は結論である。

以上要するに本論文は、超伝導体/強磁性体超格子系で超伝導臨界温度・上部臨界磁場について理論的研究を行い、 π 位相状態が実現される条件を詳しく考察したもので、応用物理学発展に寄与するところが少なくない。

よって、本論文は博士（工学）の学位論文として合格と認める。